

天体磁场发电机理论新进展

童 彝

(北京师范大学天文系 北京 100875)

苏 旻 李 启 斌

(中国科学院北京天文台 北京 100080)

摘 要

全面阐述了宇宙发电机理论的发展。首先简单介绍了天体发电机的理论基础,在此基础上分别讨论了运动学和动力学两大类发电机理论,尤其对运动学中的 $\alpha - \omega$ 发电机理论和动力学发电机中的参数法和直接数值模拟法作了详尽述评,并对其理论的最新发展如非线性、非对称、各向异性和混沌等情况都作了介绍。

关键词 磁场 — 发电机 — 磁流

1 引 言

很早以前人类就知道了地球磁场的存在。远古希腊年代天然磁铁 (Fe_3O_4) 就已被发现。但磁学和电学一直是分开的两门独立的学科,直到 1820 年著名电磁学家奥斯特 (Oersted) 发现了电流对磁针的作用后,电磁学理论才得到发展。电磁感应理论是整个电工学的基础,很快,电工技术得到发展。即在 100 多年前已开始了技术的应用,而宇宙发电机理论的发展时间却短得多。随着对地球以外天体磁场观测手段的发展和技术水平的提高,发电机理论在近 30 多年中已得到很大发展。由于磁场在整个等离子体物理过程中起着很重要的作用,因此它对发电机理论的研究具有重大意义。因为它关系到整个等离子体物理的发展,也关系到天体物理的发展,其重要性是显而易见的。

宇宙发电机是研究在整个宇宙中各类天体磁场的起源和演变的一门学科,它的研究范围包括地球和行星磁场、太阳和太阳风磁场、各类恒星和恒星风磁场以及星系和星系风磁场等。从观测上看到,几乎所有天体都有磁场,但从理论上讲,如果一个天体没有不断产生的磁场给予补充,它原有的磁场会因其本身不断扩散而消失。磁场将如何产生和维持呢?这正是发电机理论所要研究的一个最根本的问题。此外,从观测可知天体磁场不是固定不变的。以太阳为例,太阳磁场就存在有 22 年的周期变化,而且太阳磁极的极性也会出现反转等现象。因此天体磁场的变化也是发电机理论研究很重要的一环。

在本文中主要从理论上予以阐述,因此首先介绍一些最基本的发电机理论,然后再

介绍有关的新理论及其发展趋势。

2 经典发电机理论

发电机理论的核心是研究：天体中如何维持磁场？如果没有一种机制不断产生磁场，那么原有的磁场将会因扩散而消失。但如要维持磁场就必须有一电流存在。

由于带电流体跨越磁力线运动而导致一感应电场 ($V \times B$)。按照欧姆定律该电场将驱使一电流，再按安培定律将给出一增加的磁场 (见图 1)。如按这一规则不断地循环运转，我们将会看到一无限增长的磁场。无疑这是不可能的，因为根据法拉第定律，它能使增加的磁场产生一相反作用而使磁场减小。由欧姆定理、安培定律和法拉第定律，可导出重要的磁感应方程：

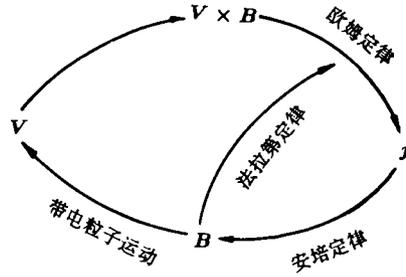


图 1 发电机活动原理

$$\frac{\partial B}{\partial t} = \nabla \times (V \times B) + \eta \nabla^2 B \quad (1)$$

此外洛伦兹力 ($j \times B/c$) 也将起着抑制磁场增强作用。这两种制约机制合在一起将使增涨的磁场达到一稳定状态。要求出这一稳定状态下磁场的解是很困难的，因为它不仅包含一磁感应方程，而且还包含受一洛伦兹力支配的运动方程。但在通常情况下，如天体的磁场较小，可不考虑洛伦兹力而仅保留磁感应方程。这样，问题就可以大大简化。即使如此，往往在求方程的解时也是相当麻烦的。通常把这种处理方法称为“运动学发电机理论”；如同时考虑磁感应方程和洛伦兹方程求磁场的解，则称为“动力学发电机理论”。

2.1 发电机不存在理论

对于具体的天体而言，上面提出的发电机活动原理是否一定适用，是值得探讨的问题。1934 年柯林^[1](Cowling) 首先讨论了发电机理论在应用于天体中所存在的困难。他通过严格的证明得出结论：一轴对称系统不可能因带电流体的运动而维持该系统的磁场。随后有不少天文学家相继提出了各自的讨论，其中以 Bullard 和 Gellman^[2] 提出的发电机不存在理论最为重要。他们证明一个纬向运动 (即恒星的自转) 不可能支撑发电机活动。从观测可知，太阳赤道区旋转速度比极区更快，一般恒星也有这一现象，称较差自转。恒星的自转有可能产生一纯经向磁场，并由此拉出一纬向量磁场 (见图 2)。此效应可通过考虑一轴对称磁场给予解释。现取 $B = B_\phi \hat{e}_\phi + B_P$ 和 $V = V_\phi \hat{e}_\phi + V_P$ ，则磁感应方程 (1) 中的 ϕ 支量方程为：

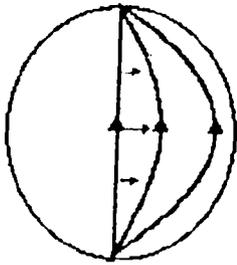


图 2 较差自转拉出一纬向量^[2]

支撑发电机活动。从观测可知，太阳赤道区旋转速度比极区更快，一般恒星也有这一现象，称较差自转。恒星的自转有可能产生一纯经向磁场，并由此拉出一纬向量磁场 (见图 2)。此效应可通过考虑一轴对称磁场给予解释。现取 $B = B_\phi \hat{e}_\phi + B_P$ 和 $V = V_\phi \hat{e}_\phi + V_P$ ，则磁感应方程 (1) 中的 ϕ 支量方程为：

$$\frac{\partial B_\phi}{\partial t} + R[V_P \cdot \nabla] \left[\frac{B_\phi}{R} \right] = R B_P \cdot \nabla \left[\frac{V_\phi}{R} \right] = \eta [\nabla^2 - R^{-2}] B_\phi \quad (2)$$

上式右端第一项为源项。它表明一角速度 ($\omega = V_\phi/R$) 的剪切能导致由经向场 B_p 产生纬向场 B_ϕ , 直到与右端第二项——欧姆扩散达到平衡。然后再取 $B_p = \nabla \times (A_p \hat{e}_\phi)$, 则磁场感应方程 (1) 的经向支量场为:

$$\frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{V_p}{R} \cdot \nabla (R A_p) = \eta(\nabla^2 - R^{-2}) A_p \quad (3)$$

很明显上式无源项, 此说明经向场 B_p 不能产生, 即 B_p 将消失。再回到第 (2) 式, 当 $B_p = 0$ 时式 (2) 的源项为零, 即说明 B_ϕ 也随之消失。从上述讨论可知, 对一轴对称系统, 即使存在天体的较差自转, 磁场仍无法维持。

柯林的发电机不存在定理提出后, 人们在研究天体磁场起源问题上持悲观态度。25年后困难才逐步获得解决。

2.2 α -效应

1955年著名美国等离子体、太阳物理学家帕克 (Parker)^[3] 为解决这一难题——柯林的发电机不存在定理, 提出了一个很重要的概念: α -效应。他认为由于柯氏力 (Coriolis force) 的作用, 上升的带电流体胞将会出现旋转, 在它的冲击下将使得磁力线向上突起并有一扭转 (见图 3), 从而把纬向场转变成经向场,

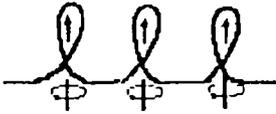


图 3 α -效应导致一径向场^[3] B_p 的产生率与 B_ϕ 成比例。因此 Parker 建立了一个对流胞网状效应模型, 其结果是增加一电场:

$$E_\phi = \alpha B_\phi \quad (4)$$

其中 α 是比例常数。这样, 方程 (3) 将增加一电场项, 为如下形式:

$$\frac{\partial A_p}{\partial t} + \frac{V_p}{R} \cdot \nabla (R A_p) = \alpha B_\phi + \eta(\nabla^2 - R^{-2}) A_p \quad (5)$$

上式右端第一项 (α -效应项) 为一源项。因此从该方程可看出经向场 B_p 也能从纬向场 B_ϕ 产生, 这就克服了 Bullard 等人提出的论点。将 (5) 式与 (3) 式联合, 可以看出发电机活动已成为可能。以后的研究表明惯性波和磁漂浮也能引起 α -效应。因为两者都具有非零的涡旋度 $\mathbf{V} \cdot \nabla \times \mathbf{V}$ 。

1970年 Robert^[4] 曾指出, 几乎所有空间周期性运动都导致发电机活动! 柯林的讨论仅仅对精确的轴对称才有效。对轴对称的微小偏离都可能允许一发电机运转。当然, 这方面的研究还存在不少困难^[5,6]。

1988年 Fearn^[7] 等人全面讨论了柯林 (1934) 以后的许多研究, 总结并提出了新的想法, 对发电机理论的发展有深刻影响。他认为维持天体磁场的发电机活动必须是三维的, 这一事实对那些认为研究很容易取得进展的看法提出了疑问。后来有 Belvedere^[8], Stix^[9] 以及 Robert^[10] 对发电机理论的其他方面作了更为普遍的讨论, 这对该理论的发展是很有益的。

2.3 磁流体发电机理论

在 Parker 的 α -效应理论基础上, Krause 和 Radler^[11] 以及其他一些人都对发电机理论作了详尽的研究, 而最早的基础性论文是 Steenbeck、Krause 和 Radler^[12] 作出的。他们考虑了一稳定的、均匀的但各项异性的小尺度湍流运动 (V), 这样将会产生在小尺度 (l) 上的涨落磁场 (b), 和维持在大尺度 (L) 上的平均磁场 B_0 , 则总磁场 $B = B_0 + b$, 磁感应方程可变为两个部分, 一为平均场方程:

$$\frac{\partial B_0}{\partial t} = \nabla \times \langle V \times b \rangle + \eta \nabla^2 B_0 \quad (6)$$

和涨落场方程:

$$\frac{\partial b}{\partial t} = \nabla \times [V \times B_0 + V \times b - \langle V \times b \rangle] + \eta \nabla^2 b \quad (7)$$

其中 $\epsilon = \langle V \times b \rangle$ 为电动力。由 α -效应可证明 $\epsilon = \alpha B$ 。因此, 从 (6) 式可看到, 它是一有源的方程, 可以导致磁场的产生。

后来的一系列发电机理论工作都是建立在此理论基础之上的, 且都有所发展。例如 Rober^[13], Steenbeck 和 Krause^[14], Cowling^[15] 和 Parker^[16,17], 他们对该理论的推进都起了很重要的作用。由于在这些理论中往往都同时考虑了两个因素: α -效应和星体的较差自转, 因此把这类理论统称为 $\alpha - \omega$ 发电机理论。

总之, 仅仅把磁感应方程作为研究磁场起源的唯一基础, 而忽略另一重要因素: 洛伦兹力是很不够的, 因为它仅对磁场强度不大的天体适用。我们称这类理论为运动学发电机理论或经典发电机理论。

运动学发电机理论在近 30 年来已得到充分发展, 它解释了诸如太阳活动周等许多天体物理问题, 取得了一定成功, 然而也表现出较大的局限性。因为从运动学发电机理论可求得两种磁场解: 一种是周期或拟周期解; 另一种是指数增长型解。后一种解是否会随时间的增长而到无穷大呢? 当然, 这是不可能的, 其原因在于我们忽略了磁场对速度场的反作用, 它会抑制发电机过程使磁场饱和而不至无限增长。此外, 太阳活动除了比较规则的 22 年磁周期外, 还有许多更长周期的调制和不规则变化。利用运动学发电机理论的周期或拟周期解, 也很难解释这种现象。自从 Eddy(1977) 指出蒙德 (Maunder) 极小期以后, 太阳活动有几十年停顿 (例如 1645—1751) 的情况已被许多人接受, 这就给发电机理论提出巨大挑战。显然, 太阳活动的这些不规则变化只能用非线性调制和多模发电机来解释。

3 动力学发电机理论

近十年来的大量发电机理论工作都是在磁流体动力学理论的框架下进行的。因为在较强磁场的情况下, 洛伦兹力能减小发电机活动产生磁场的的能力, 使得磁场和运动场在新的条件下达到平衡, 或者说达到非线性稳定态。运动学发电机理论无法预见磁场的这

种演化,更无法告诉我们达到饱和的磁场强度。因此考虑洛伦兹力的非线性影响是非常必要的。这就是动力学发电机理论的基础。

磁流体动力学发电机理论要求把磁场和流场耦合起来作完整的磁流体力学描述。可是根据柯林定律,我们知道任何少于三维的运动都不可能产生发电机活动。这样就必须面对一个九维的磁流体力学方程组 (\mathbf{V} 、 \mathbf{B} 、 ρ 、 P 、 T , 对状态方程简化也有 8 维),这几乎不可能求得它的精确的分析解,因此只得依靠计算机来求解。依据采用不同的方法,我们可把磁流体动力学发电机理论的研究分成两大类:一类是参数化方法,即修正原来的磁感应方程中的运动学参数 \mathbf{V} 和 α ,以包括非线性物理影响;另一类是直接数值模拟法。下面将分别介绍这两种方法。

3.1 修正运动学发电机参数法

对一以速度 V_0 转动的星球其磁流体运动学发电机方程为:

$$\frac{\partial \mathbf{B}_0}{\partial t} = \nabla \times (\mathbf{V}_0 \times \mathbf{B}_0 + \alpha_0) + \eta \nabla^2 \mathbf{B}_0 \quad (8)$$

它有两个模型参数 V_0 和 α_0 。在运动学发电机理论中, V_0 是先由忽略洛伦兹力的运动方程求出,然后再作为参数代入磁感应方程 (8) 中的。另一参数 α 是与小尺度湍流旋转有关的量。在运动学发电机理论中取 $\alpha = \alpha_0$,即在弱磁场中忽略洛伦兹力是合理的,但随着磁场的不断增强,它对小尺度湍流场的作用越来越显著,这意味着 α 将发生变化而不再是一个常数。由于洛伦兹力总是削弱导电流体原有的运动,势必减小湍流场的螺旋性,使 α 随磁场的增加而减小,从而抑制磁场的增长,使它保持在与磁能 B^2 相当的水平。这种现象称为 α 猝灭。由此可断定 $\alpha = \alpha_0 f(|\mathbf{B}|)$,其中 f 是单调递减函数,随磁场的增大而由 1 减到 0。为简单起见,可采用如下截断形式:

$$\alpha = \alpha_0 (1 + \tau |\mathbf{B}_0|^n)^{-1} \quad (9)$$

根据 Zeldovich^[18] 的推论,可取 $n = 2$,则截断律为:

$$\alpha = \alpha_0 (1 + \tau |\mathbf{B}_0|^2)^{-1} \quad (10)$$

磁场通过洛伦兹力对流场的作用不仅反应在小尺度运动上,也反应在大尺度运动上,它也要减弱天体自转速度。由于转动角速度的淬灭找不到简单的截断律,不妨设:

$$\omega = \omega_0 (1 + \kappa |\mathbf{B}_0|^2)^{-1} \quad (11)$$

上两式中的 τ 和 κ 皆为正常数。如要更精确考虑 ω 淬灭,可在流体运动方程中考虑洛伦兹力的影响而忽略小尺度运动,然后将这一简化的大尺度运动与磁感应方程耦合求解。

洛伦兹力对大尺度运动的另一影响表现为磁浮力,其磁浮动速度 $\mathbf{V}_B = \xi B_0^2 \hat{r}$ 。其中 ξ 为正的常数。将 \mathbf{V}_B 加入 (8) 式中即得修正运动学发电机方程。 α 和 ω 的截断表式可采用 (10) 和 (11) 式。由于方程的复杂性,所以往往采取一些简化办法,可先假定发电机活动只发生在一薄壳球层里,然后再对耦合方程做 Z 截断,即对球壳层径向积分以消除对 Z 坐标的依赖性。Weiss^[19] 等人首先在这方面做出了卓有成效的工作,他求出的发电机波周期解的 ω 值恰好是磁场的半周期,这正好对应于太阳观测到的一个事实:“环向振

荡”的 11 年周期正好是太阳磁周期的一半。图 4 显示出非周期恒星周的不规则调制。可以看出，在周期性的活动爆发期之间有一段活动沉寂期，此间振幅极小而时标非常慢，在连续两个活动沉寂期之间的时间间隔约为平均活动周期的 11.5 倍。此模型能自然地再现蒙德极小期等太阳活动的不规则调制，这正是 Weiss 模型的最大成功。然而其不足之处在于它的局部性：它不能描述活动区之间的相互作用，活动区的迁移等全局性质。

Belvedere^[20] 等人改进了上述模型，把原来仅考虑的局部区域扩展到场和流对纬度 θ 的依赖，仍采用对 r 方向的截断。他求得了周期、拟周期和脉冲的非线性发电机解。图 (5) 为截断环向场的“蝴蝶图”。值得注意的是环向场活动朝着赤道迁移，这与太阳黑子从高纬度向赤道迁移相一致。此模型的特点是能解释太阳磁场在太阳表面上的位置变化。

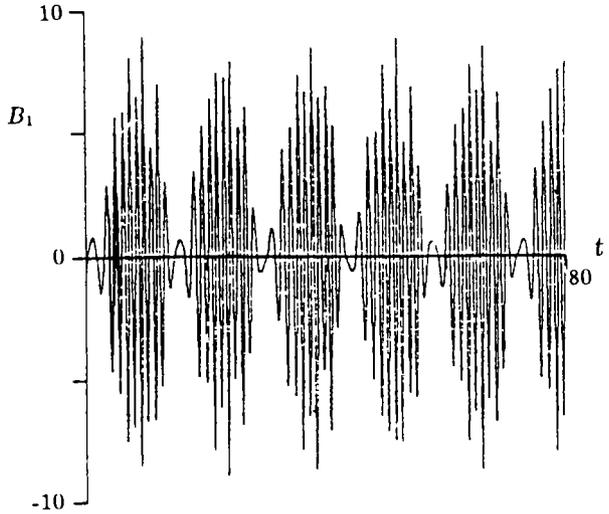


图 4 受到不规则调制的恒星非周期磁活动^[19]

图 (5) 为截断环向场的“蝴蝶图”。值得注意的是环向场活动朝着赤道迁移，这与太阳黑子从高纬度向赤道迁移相一致。此模型的特点是能解释太阳磁场在太阳表面上的位置变化。

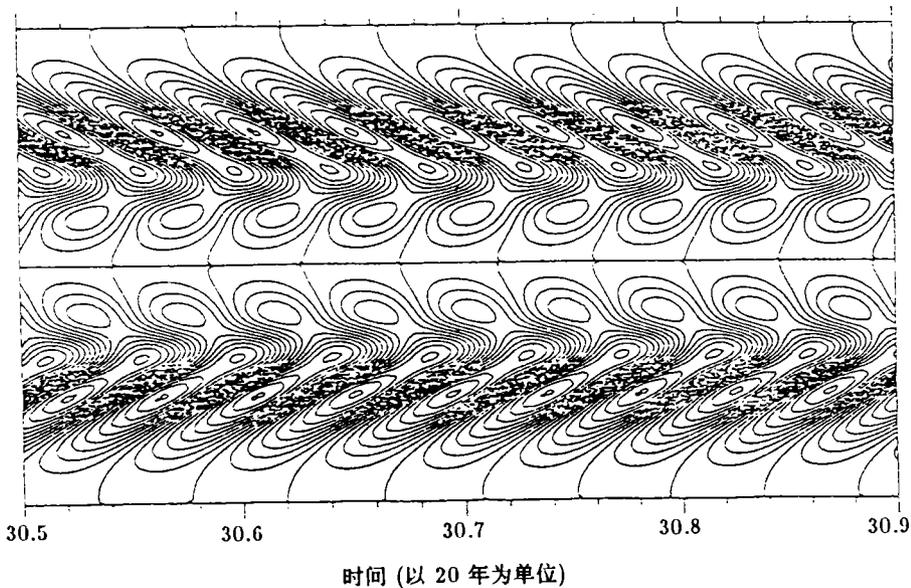


图 5 Belvedere 等得到的一个蝴蝶图^[20]

另一个特别值得注意的参数化方法是 Yoshimura^[21] 提出的。他认为一方面磁场对流

场的反作用不仅是磁场位形的函数；另一方面磁场不仅直接影响发电机活动，而且通过改变各种决定速度场的动力学因素可间接地影响发电机过程。首先洛伦兹力作为加速度毫无时间延迟地作用于流体运动，可是发电机活动是速度而不是加速度的函数，磁场通过洛伦兹力对发电机过程的反作用必然是一个时间延迟过程。其次因为速度场传输热，所以速度场的变化不仅影响发电机活动，也改变基本热场，而基本热场的对流不稳定性也是速度场的驱动力，因而被磁场改变的热场反过来又影响发电机过程，此影响也有时间延迟。因此需引进一不同的时间延迟。第三：发电机系统中的磁场运转就像沿着隔离面传播的发电机波，当里面的波传播到外面时也能影响外面的发电机过程，这种时间延迟的相互作用需要第三个延迟参数。因此为了研究这些复杂的现象，需要至少三个不同的延时参数。Yoshimura 把这些延时参数带入运动学发电机模型以包括磁场反作用的影响，他给运动学模型中的再生过程和产生过程都加了一个正比于

$$\exp\left[-\sum_{n=1}^N a_{N_i} |\phi(t - t_{d_i})|_{\max}^{N_f}\right]$$

的因子。用这种带有三个延时参数模型模拟太阳活动的长期调制，试图重现蒙德极小期。他发现除 11 年的基本周期外还有三种调制：(1) 约为 55 年的次级周期调制；(2) 约为 1000 年的三级周期调制和 (3) 约为 2300 年的四级周期调制。这是此理论的最大成功之处。

3.2 直接数值模拟法

采用完全的磁流体力学描述，直接数值模拟，可检验已知的效应和发现未知的效应，其中最重要的当然是发电机效应。我们知道至今为止尚未在实验室里实现的自持发电机过程，甚至连临界磁雷诺数都难以达到。因此在一定物理条件下，通过直接数值模拟在计算机上实现自持发电机过程，其本身就有很大意义。

直接数值模拟的困难在于计算机有限的转力限制了空间的分辨率。一方面，小尺度过程对于磁场的产生比大尺度更为重要，从而要求数值模拟要有更高的分辨率；另一方面，为了更好地认识发电机过程，要求磁雷诺数尽可能地高于临界值。而磁雷诺数正比于天体的几何尺度和平均速度，如为提高磁雷诺数而增大天体的几何尺度，就必会降低空间分辨率。目前计算机的储存空间和运算速度都不足以使我们同时保持高的分辨率和磁雷诺数。因此我们必须在两者之间作出取舍。而且为了得到足够高的分辨率，还不得不在几何上做出适当简化。简化主要分两类：一类是把发电机过程限制在薄层或球壳里，以缩小一维的几何尺度；另一类是对小尺度湍流做某些简化假定，如均匀、各向同性等。所谓对流发电机属前者，而 Meneguzzi^[22] 等人的数值模拟就属于后者。此模拟完全在三维空间中进行。假定湍流是均匀各向同性的，由 δ - 时间相关随机力驱动的，并假定运动在所有方向都具有 2π 周期性。最初引入一弱种子磁场（磁能与动能之比 $E^m/E^V = 0.02$ ），随后其磁场强度能逐步增加，这是由于大尺度磁场长时间从小尺度湍流场中获取能量的

结果，从而清楚地看出发电机效应。

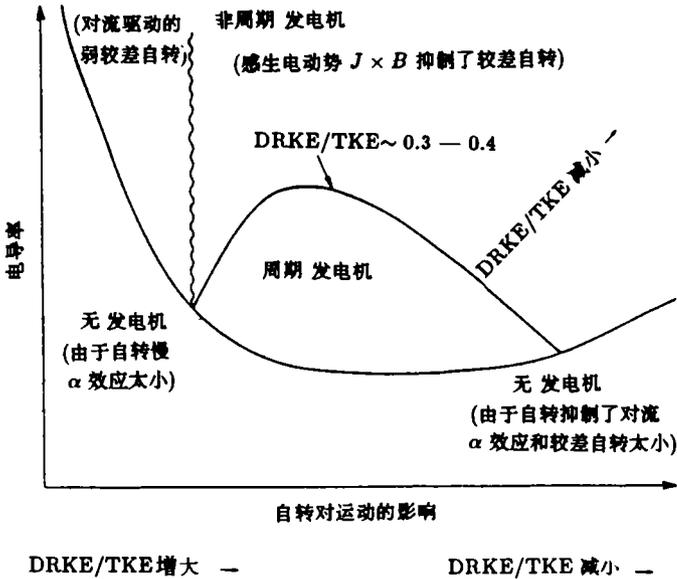


图 6 博欣内斯克对流驱动的发电机体系图

其中 $DRKE/TKE$ 为较差自转动能与总动能之比^[24]

Meneguzzi 和 Pouquet^[23] 考虑了一个博欣内斯克 (Boussinesq) 流体无限薄层，它被从下面均匀加热。假定运动沿水平方向有 2π 周期性，在竖直方向则为无滑动无应变边界条件，即薄层的顶和底有 $V_z = \partial V_x / \partial Z = \partial V_y / \partial Z = 0$ 。他们考虑了旋转和非旋转两种情况，由于沿水平方向 (X 和 Y 方向) 的周期性边界条件限制，只能研究刚体旋转。然而无论是均匀旋转或不均匀旋转都能产生发电机效应。因此他们得出结论：博欣内斯克对流无需借助于较差自转就够产生湍流发电机效应。最新的高时间分辨率观测表明，太阳较差自转随深度的变化比我们过去预计的要小。所以这一结论对太阳发电机理论有重要意义。Gilman^[24] 等人推导出在旋转球壳中博欣内斯克对流驱动的发电机“体系图” (图 6)。图中的纵轴表示电导率，横轴表示旋转的动力学影响。Gilman 的数值模拟虽然重现了磁周期，但计算值比太阳磁周期实际值要小一个量级，而且磁场迁移是朝向两极，与太阳磁场向赤道迁移的事实正好相反。这也是数值模拟的对流发电机普遍存在的问题。

Glatzmaier^[25] 用滞弹性近似代替博欣内斯克近似，对分层旋转流体壳层进行直接数值模拟，流体从球壳下面加热。由于恒星对流区有大的密度分层而且非常接近绝热，所以滞弹性近似是适当的选择。该模拟结果不仅得到磁流体发电机，而且还有较差自转、子午迴流和赤-极温度过剩。这些结果与太阳观测符合较好，可是巨胞在恒星表面 (对流区外边界) 的速度大于太阳观测值。Glatzmaier^[26,27] 直接对太阳进行数值模拟，其结

果表明太阳发电机可以运转在对流区底部：在稳定的恒星内部和对流区之间的过渡区。模拟的磁场在过渡区域里起初是朝赤道迁移，正如我们在太阳上所观测的那样。由于对在稠密的稳定区滞弹性近似，使我们无法分辨小振幅的螺旋流体运动，只能模拟初始的相传播，而不能模拟一个完整的磁周期。他的这个数值模拟告诉我们，即使整个对流区湍动得非常厉害以致不能保持一个大尺度发电机，而太阳发电机也可能在对流层底部运转。

总而言之，正如 Zeldovich^[18] 等人所说：“非线性湍流发电机理论取得进展的希望在于数值模拟。”虽然最近 20 年来数值模拟取得了不少进展，但问题仍不少。例如，至今数值模拟的发电机磁场迁移都是朝两极，与太阳蝴蝶图中所推进的方向相反，而且带有太短的磁周期。确实，目前的数值模拟发电机仍然过于简单，尚在初级阶段，有待于今后有更好的方法和更多的改进。当然也有待于对天体磁场有更精细的观测和更深入的了解。

4 发电机理论最新发展的几个方面

发电机理论首先是从研究太阳磁场而发展起来的，然后继而研究地球和行星直到恒星、星系等。为了解决在研究中出现的一些困难问题和探索一些新的问题，从而不断提出了一些新的发电机理论及模型或原有理论得到新的发展。现主要介绍以下几个方面：

4.1 各向异性 α - 效应

在发电机理论中一个最重要的因素是 α - 效应。在帕克的涡旋湍流 α - 效应中， α 通常取为常（标）量。后来有人推广了此定义，提出了具有各向异性结构的 α - 张量发电机模型^[28]。近几年来提出的一些新的湍流模型可能导致各向异性 α - 张量^[29,30]。Krivodubskij and Schultz^[31] 认为在各向异性 α - 张量情况下可导致一在球发电机模型中的非轴对称磁场。

在太阳发电机活动中，位于对流层底部深度在 10^4 km 处的过冲区可能是重要的磁场发生源^[32]，在那里能够储存 10^4 — 10^5 G 的磁场^[33]。在过冲区涡旋湍流 α - 效应被动力学 α - 效应所替代。由于磁流层的磁漂浮不稳定性导致磁左旋波，此波产生动力学 α - 效应。对流区中磁流管的不稳定性也能引起同样效应^[34,35]。过冲区理论主要可用于解决磁场向赤道迁移这一观测事实。

4.2 非线性发电机理论

这几年来，该理论由于计算机性能的提高而得到大力发展。前面已谈到，如想获得一完整的发电机，就必须把磁场通过罗伦兹力对流体的反作用包括进去。由于要解复杂的 MHD 方程，因此通常都用参数化方法进行处理^[36,37]。非线性发电机理论在解决太阳周期的不规则性^[38]以及对太阳黑子现象分析^[39,40]等诸方面都取得明显的进展。

但是最引人注目的非线性发电机理论，是用混沌理论以寻求某种可能的混沌解^[41]。从规则行为过渡到某种激发的混沌状态，是通过一种远离平衡态系统的非线性相互作用而导致的。Kurths^[42]用混沌理论作了三维磁流体动力学方程模拟和简化的二维平均场模型的定性分析，并建立了一个新的系统变化参数结构。

4.3 $p-\omega$ 发电机理论

在宇宙中的一些天体(如晚期恒星)内部很少有对流或很弱的对流,但却有比一般恒星强很多的磁场,这显然与帕克的 α -效应有所出入。1992年 Marsch 和 Tu^[43]发现在太阳风中的平均电动势 ε 和平均磁场 B_0 不存在明显关系,但太阳风却有发电机活动。以上一些事实说明 α -效应不是唯一导致发电机活动的因素。1981年 Li 和 Song^[44]提出了等离子体湍动波发电机效应。他们认为在非均匀介质中波矢量和波振幅也是不均匀的,这种性质将导致在发电机方程中产生一源项,从而产生和维持一天体的磁场。由于该理论没有考虑天体的自转,经证明它只能提供一经向场而无纬向场,则可称此理论为 P-效应。很明显 P-效应比 α -效应更为广泛,因为 α -效应是一种规则的旋涡湍流,而 P-效应则是极不规则的等离子体湍动。由于 99% 以上的存在于宇宙中的天体都是等离子体,因此等离子体湍动波是无所不在的,也包括一些有对流区的天体。因此我们认为 P-效应也许能更为广泛地用来研究宇宙发电机活动。

Tong 等人^[45]在 P-效应的基础上考虑了旋转效应,后来又提出一新的 P- ω 发电机理论^[46-48]。该理论所求得的发电机方程包含了两个源项:旋转项和湍动项(并包含了旋转与湍动的耦合)。

4.4 星系发电机理论

由于观测水平的提高,应用高灵敏度、高分辨率射电望远镜定出了更精确的星系磁场位形。测定原理有以下几种:(1)塞曼效应可应用在几种分子谱线的观测上(例如 HI 和 21cm 线),由此可测出星系中各类分子云的磁场;(2)偏振的非热致射电辐射(如同步辐射、等离子体辐射等),也可用作对磁场的探测。偏振发射的多重频率绘出一些天体的磁场方位;(3)射电源的偏振和它们的法拉第旋转可以被测量出来,从而可定出在视线方向的磁场。近几年来已有越来越多的星系磁场位形被测出^[49-51]。

此外,在光学偏振观测方面,由于配备了 CCD 探测器而大大提高了灵敏度,从而也取得了许多新的观测资料^[52-54]。

由于观测资料的改进和增多,从而在近几年内大大促进了星系发电机理论的发展。虽然星系发电机仍采用了原有的一些基本理论,但它也有其自身的特点。在研究过程中通常假定星系是一具有多种速度模式的高传导流体系统,速度场由不规则的小尺度部分和规则的大尺度部分构成。有别于帕克的 α -效应的是,认为小尺度湍流是由有规则分布的在旋转状况下的超新星爆发所致,因此具有高度的各向异性。在这样的假定下并作必要的条件限制(如假定为轴对称爆发的垂直分布^[55]),就可得到 α -张量的分析表式。规则的大尺度流场在发电机系统中往往显示出星系旋转具有最大影响。通常是选取具有刚体转动的核和具有较差自转的外壳层作为旋转模型。在引发发电机活动过程中,还有其他许多因素将产生影响,如旋涡密度波的“摆动激发”^[56,57],磁场引发的吸积流和星系晕风^[58,59]等都扮演了很重要的角色。另一不同的是,原基本发电机理论研究的天体大都是球体,而星系通常呈扁椭球体或扁盘状,因此在求解方程时的数学处理是非常困难的^[60],但对许多旋涡星系(包括薄吸积盘)而言,都可采用无限薄盘(或有限厚盘)模型来处理^[61]。在求解方程时可考虑星系外圈为真空的边界条件^[62],也可考虑为无尖锐边界的情况^[63]。

4.5 化石磁场发电机理论^[64]

众所周知年轻恒星在具有磁场的分子云中形成。化石磁场理论认为那些在对流发展之前的年轻恒星内部存在着 100 多万高斯的化石磁场,它与年轻的金牛 T 型星的转动及磁场活动相一致。年轻的太阳型恒星内的上升对流缠结磁场使部分化石磁场被逐出到恒星表面,而另一部分化石磁场可能对任何发电机机制起着一种种子磁场的作用。湍流发电机可在非线性稳定化条件下工作。

还有其他一些发电机理论,如电池过程导致的发电机,自发对称破裂湍流发电机等理论模型,我们不再一一列举。此外,发电机理论几乎与宇宙中所有天体相关联,除我们已谈到过的地球、行星、太阳、恒星及星系发电机外,还有太阳风发电机、分子云、星际云发电机,星系晕风发电机,吸积盘发电机等。由此可见发电机理论的重要性。它不仅是研究宇宙天体磁场起源和演化的重要理论,而且许多天体自身的起源和演化都必须考虑磁场的作用。此外,天体中的许多活动往往受磁场的控制和支配,带电粒子和磁场的相互作用往往给天体活动造成巨大影响。因此发电机理论目前已经成为研究天体活动的一个重要领域。

参 考 文 献

- [1] Cowling T G. M.N.R.A.S., 1934, 94: 39
- [2] Bullard E C, Gellman H. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1954, A 247: 213
- [3] Parker E N. Ap.J., 1955, 122: 293
- [4] Robert G. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1970, A 266: 663
- [5] Braginsky S L. JETP, 1965, 47: 2178
- [6] Soward A M. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1972, A 272: 431
- [7] Fearn D R, Robert P H, Soward A M. In: Energy and convection, Pitman Research Notes in Math. Series. London: Longmans, 1988, 168. 60
- [8] Belvedere G *et al.* Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 1990, 51: 263
- [9] Stix M. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 1991, 62: 211
- [10] Roberts P H. In: Krause F ed. The cosmic dynamo, Proc. of IAU symp. No. 157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 431
- [11] Krause F, Rader K H. Mean-field MHD and dynamo theory. Oxford: Peramon, 1980
- [12] Steerbeck M, Krause F, Rader K-H, Z. Naturforsch, 1966, 21: 369
- [13] Roberts P H. Phil. Trans. R. Soc. Lond., 1972, A 272: 663
- [14] Steenbeck M, Krause F. Astron. Nachr., 1969, 291:49
- [15] Cowling T G. Magnetohydrodynamics. Bristol: Adam Hilger, 1976
- [16] Parker E N. Ap. J., 1971, 164: 491
- [17] Parker E N. Ap. J., 1975, 198: 205
- [18] Zeldovich Ya B, Ruzmaikin A A, Sokoloff D D. Magnetic field in astrophysics. New York: Gordon and Breach, 1983
- [19] Weiss N O, Cattaneo F, Jones C. Geophys. and Astrophys. Fluid Dyn., 1984, 30: 305
- [20] Belvedere G, Pidotella R M, Proctor M R E. Geophys. Astrophys. Fluid Dyn., 1990, 51: 263
- [21] Yoshimura H. Ap. J., 1978, 226: 706
- [22] Meneguzzi M, Frisch V, Pouquet A. Phys. Rev. Lett., 1981, 47: 1060
- [23] Meneguzzi M, Pouquet A. J. Fluid Mech., 1989, 205: 297

- [24] Gilman P A. *Ap. J. Suppl.*, 1983, 53: 243
- [25] Glatzmaier G A. *J. Comp. Phys.*, 1984, 55: 461
- [26] Glatzmaier G A. *Ap. J.*, 1985a, 291: 300
- [27] Glatzmaier G A. *Geophys. Fluid Dyn.*, 1985b, 31: 137
- [28] Radler K-H. *Astron. Nachr.*, 1980, 301: 101
- [29] Brandenburg A *et al.* *Astron. Astrophys.*, 1990, 232: 277
- [30] Barker D M, Moss D. In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No. 157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993:171
- [31] Krivodubskij V N, Schultz M. In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No.157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 25
- [32] Skaley D, Stix M, *Astron. Astrophys.*, 1991, 241: 227
- [33] Moreno-Insertis F, Ferriz-Mas A, Schussler M. *Astron. Astrophys.* 1992, 264: 686
- [34] Schiussler M. In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No. 157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 27.
- [35] Ferri-Mas A, Schussler M. In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No. 157, Potsdam, 1992. Netherland: KAP. 1993: 45
- [36] Brandenburg A, Moss D, Rudiger G *et al.* *Geophys. Astrophys. Fluid Dyn.* 1991, 61: 179
- [37] Fuchs H *et al.* In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No.157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 129.
- [38] Choudhuri A R. *Astron. Astrophys.*, 1992, 253: 277
- [39] Gokhale M H *et al.* *Solar Phys.*, 1992, 138: 35
- [40] Gokhale M H, Javaraiah J. *Solar phys.*, 1992, 138: 399
- [41] Schmalz G, Stix M. *Astron. Astrophys.*, 1991, 245: 654
- [42] Kurths J *et al.* In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No, 157 Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 83
- [43] March E, Tu C Y. In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No.157 Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 51
- [44] Li Xiaoqing, Song Guoxuan. *Astrophys. Space Sci.*, 1981, 76: 13
- [45] Tong Yi *et al.* *Astrophys Space Sci.*, 1985, 113: 303
- [46] Tong Yi, Abraham C-L C. In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No.157 Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 249
- [47] Tong Yi, Abraham C-L C. In: Sato T, Guyenne T D. *Fusion and astrophysical plasmas*, Proc. of 4th international Toki conference on FAP, Toki, 1992, Netherland: EAS,1993:249
- [48] Tong Yi, Abraham C-L C. *Dynamo driven by weak plasma turbulence*, in press, 1995
- [49] Beck R, Klein U, Wielebinski R. *Astron. Astrophys.*, 1987, 186: 95
- [50] Krause M, Hummel E, Beck R. *Astron. Astrophys.*, 1989, 217:4, 17
- [51] Hummel E, Beck R, Dahlem M. *Astron. Astrophys.*, 1991, 248: 23
- [52] Buczilowski U R, Beck R. *Astron. Astrophys.*, 1991, 247: 47
- [53] Scarrott S M, Ward-Thompson D., Warren-Smith R F. *M.N.R.A.S.*, 1987, 224: 299
- [54] Vallee J P. A. *J.* 1988, 95: 750
- [55] Ferriere K. *Astron. Astrophys.*, 1992, 389: 286; 1992, 391: 188
- [56] Chiba M. In: Krause F ed. *The cormic dynamo*, Proc. of IAU symp. No. 157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 373
- [57] Chiba M, Hanasz M. In: Krause F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No.157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 375
- [58] Spencer S J, Cram L E. In: Kranse F ed. *The cosmic dynamo*, Proc. of IAU symp. No.157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 357

- [59] Breitschwerdt D *et al.* In: Kranse F ed. The cosmic dynamo, Proc. of IAU symp. No.157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 415
- [60] Stix M. *Astron. Astrophys.*, 1975, 42: 85
- [61] Elstner D, Meinel R, Beck R. *Astron. Astrophys.* 1991, 264: 723
- [62] Schmitt D. *Rev. in Modern Astron.*, 1990, 3: 88
- [63] Donner K J, Brandenburg A. *Astron. Astrophys.*, 1990, 240: 289
- [64] Dudorov A E. In: Krause F ed. The cosmic dynamo, Proc. of IAU symp. No. 157, Potsdam, 1992, Netherland: KAP, 1993: 171

(责任编辑 刘金铭)

The Latest Advance on Dynomo Theory

Tong Yi

(*Department of Astronomy, Beijing Normal University, Beijing 100875*)

Su Yang, Li Qibin

(*Beijing Astronomical Observatory, The Chinese Academy of Sciences, Beijing 100080*)

Abstract

The recent cosmic dynamo theories and their development are expounded in this article. First of all, we introduce the essential principles of dynamo, and discuss the two kinds of dynamo theories: kinematic and dynamic respectively. Particularly a detailed review on the kinematic $\alpha-\omega$ dynamo, dynamic parameter methods and direct numerical simulation methods is made. And we also introduce the latest theoretical developments including the nonlinear, nonaxisymmetric, anisotropic and chaotic conditions etc.

Key words magnetic fields—dynamo—magnetohydrodynamics